

распространении поперёк магн. поля ($\theta \rightarrow \pi/2$) альвеновская волна исчезает ($\omega_{\text{А}}^{\infty} = \omega_{\text{НН}} \rightarrow 0$); частота медленной необыкновенной волны $\omega_{\text{МН}}^{\infty} \rightarrow \omega_{\text{УН}} = \sqrt{\omega_{\text{рe}}^2 + \omega_{\text{He}}^2}$ наз. частотой верхнегибридного резонанса. При этом частота быстрой магнитозвуковой волны $\omega_{\text{БМЗ}}^{\infty} \rightarrow \omega_{\text{ЛН}} = \sqrt{\omega_{\text{He}} \omega_{\text{НН}} (1 + \omega_{\text{НН}}^2 / \omega_{\text{рi}}^2) / (1 + \omega_{\text{He}}^2 / \omega_{\text{рe}}^2)}$, где $\omega_{\text{ЛН}}$ наз. частотой нижнегибридного резонанса.

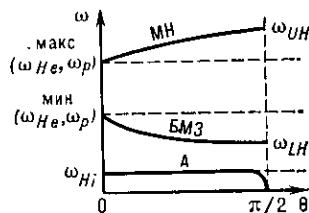


Рис. 3. Зависимость частоты электростатических колебаний от угла θ между магнитным полем и направлением распространения.

Зависимость частоты эл.-статич. колебаний от угла распространения θ изображена на рис. 3.

Резонансы играют существенную роль при распространении В. в п. Вблизи них резко возрастают затухание волн и уровень тепловых шумов. Показатель преломления эл.-магн. волн вблизи этих резонансов велик ($N \gg 1$), а фазовая скорость значительно меньше скорости света, так что взаимодействие частиц с волнами происходит наиб. эффективно именно вблизи резонансов. Нагрев плазмы волнами в области нижнегибридного резонанса широко используется в термоядерных установках типа «Токамак».

В случае $N \rightarrow 0$ ($k \rightarrow 0$) частоты эл.-магн. волн приближаются к т. н. частотам отсечки, ниже к-рых вплоть до соответствующих резонансных частот находятся области непрозрачности для волн. Эти частоты, имеющие смысл пороговых, выше к-рых распространение В. в п. возможно, для быстрой необыкновенной, медленной необыкновенной и обыкновенной волн

(рис. 2) равны соответственно: $\omega_0^{\text{БН}} = \sqrt{\omega_{\text{рe}}^2 + \frac{\omega_{\text{He}}^2}{4}} + \frac{\omega_{\text{He}}}{2}$; $\omega_0^{\text{О}} = \sqrt{\omega_{\text{р}}^2 + \frac{\omega_{\text{He}}^2}{4} - \frac{\omega_{\text{He}}}{2}}$ и $\omega_0^{\text{МН}} = \omega_{\text{рe}}$.

При учёте теплового движения частиц число ветвей колебаний в плазме увеличивается. Во-первых, в области низких частот, наряду с альвеновской и быстрой магнитозвуковой волнами, появляется мода, наз. медленной магнитозвуковой, к-рая аналогична ионному звуку: $\omega = kv_s \cos \theta$ (при $v_A \gg v_s$). Др. эффект, обусловленный конечностью ларморовского радиуса $\rho_j = v_{Tj} / \omega_{Hj}$ (где v_{Tj} — тепловая скорость ионов или электронов; $j = i, e$), — появление при квазиоперечном распространении ($\theta \approx \frac{\pi}{2}$) ветви потенц. колебаний, частоты к-рых при $k \rightarrow 0$ и $k \rightarrow \infty$ стремятся к $m\omega_{Hj}$ ($m = 1, 2, \dots$). Эти колебания, обусловленные чисто кинетич. эффектами, наз. модами Бернштейна. Их закон дисперсии можно представить в виде $\omega_m^{(j)} = m\omega_{Hj} [1 + \Delta_m^{(j)}(k)]$. В частности, для ионных гармоник при $\omega_p \gg \omega_H$ имеем $\Delta_m^{(i)} \approx \frac{T_e}{T_e + T_i} \times \times I_m(\mu_i) e^{-\mu_i}$, где $\mu_i = k^2 r_{Di}^2$ и I_m — модифицир. ф-ция Бесселя.

В неоднородной замагниченной плазме появляются новые моды НЧ-колебаний, наз. дрейфовыми, поперечная скорость к-рых ($\perp H_0$) определяется скоростью дрейфа частиц в неоднородном магн. поле (см. Дрейф заряженных частиц): $\omega/k_{\perp} = v_D$, причём $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$. Среди потенциальных (параллельных H_0) дрейфовых колебаний достаточно разреженной плазмы [$\beta = 8\pi l (T_e + T_i) / H_0^2 \ll 1$] различают электронные и ионные, частоты к-рых соответственно равны $\omega_e = = k_y (c T_e / e H_0) (d \ln n / dx)$ и $\omega_i = -\omega_e T_i / T_e$, где ось OZ

выбрана вдоль H_0 и ось OX — вдоль Δl . С возрастанием β колебания становятся непотенциальными. При этом частота медленных дрейфовых волн, скорость к-рых меньше альвеновской, совпадает с ω_i .

В общем случае частоты собств. колебаний $\omega_0(k)$ — комплексные величины, мнимая часть к-рых связана с антирмитовой частью $\epsilon_{\alpha\beta}$, обусловленной поглощением эл.-магн. поля в термодинамически равновесной плазме (см. Диэлектрическая проницаемость). В бестолкновит. плазме затухание эл.-магн. волн происходит благодаря наличию группы частиц, находящихся в резонансе с волной. В изотропной плазме число резонансных частиц невелико (затухание мало), если фазовая скорость колебаний много больше тепловой скорости частиц. В случае ленгмювских колебаний это условие выполняется для колебаний с достаточно большой длиной волны $kr_D \ll 1$. При этом затухание экспоненциально мало, т. к. в резонансе находятся частицы на «хвосте» ф-ции распределения. Если же в плазме наряду с тепловыми частицами присутствует электронный пучок, скорость к-рого равна фазовой скорости ленгмювской волны, то можно подобрать такую плотность пучка, что решение дисперс. ур-ния будет описывать незатухающую волну. Такие плазменные волны наз. волнами ван Кампена. Они представляют собой модулир. пучки частиц, согласованные в своём движении с движением волны.

Плотность энергии В. в п. W_k , состоящая из эл.-магн. энергии и энергии возмущённого движения нерезонансных частиц, определяется выражением

$$W_k = \left[\frac{1}{\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega^2 q_{\alpha} \epsilon_{\alpha\beta}(\omega, k) q_{\beta}^*) \frac{|E_k|^2}{8\pi} \right]_{\omega = \omega_0(k)}, *$$

где $q(k, \omega)$ — вектор поляризации волны (подразумевается, что $\text{Im } \omega \ll \text{Re } \omega$). Отсюда видно, что энергия волн может быть как положительной, так и отрицательной. В последнем случае они наз. волнами с отриц. энергией. Отрицательность энергии означает, что возбуждение волны сопровождается не уменьшением, а увеличением энергии волновой среды. Простейшим примером, когда колебания могут обладать отрицат. энергией, является движущаяся со скоростью v холодная изотропная плазма, для к-рой

$$\epsilon_{\alpha\beta} = [1 - \omega_p^2 / (\omega - kv)^2] \delta_{\alpha\beta} \text{ и } \omega(k) = kv \pm \omega_p.$$

При этом, как следует из ф-лы (*), для достаточно коротковолновых $kv > \omega_p$ колебаний $W_k < 0$. Взаимодействие волн с отрицат. энергией с волнами положит. энергии приводит к развитию нелинейной неустойчивости (см. Взаимодействие волн в плазме).

Лит.: Шафранов В. Д., Электромагнитные волны в плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 3, М., 1963; Стикс Т., Теория плазменных волн, пер. с англ., М., 1965; Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А., Волны в магнитоактивной плазме, 2 изд., М., 1975; Электродинамика плазмы, М., 1974. Е. В. Мишин, В. Н. Ораевский.

ВОЛНЫ ДЕ БРОЙЛЯ — волны, связанные с любой движущейся микрочастицей, отражающие квантовую природу микрочастиц.

Первые квантовые свойства были открыты у эл.-магн. поля. После исследования М. Планком (М. Planck) законов теплового излучения тел (1900) в науку вошло представление о «световых порциях» — квантах эл.-магн. поля. Эти кванты — фотоны — во многом похожи на частицы (корпускулы): они обладают определёнными энергией и импульсом, взаимодействуют с веществом как целое. В то же время давно известны волновые свойства эл.-магн. излучения, к-рые проявляются, напр., в явлениях дифракции и интерференции света. Т. о., можно говорить о двойственной природе, или о корпускулярно-волновом дуализме, фотона.

В 1924 Л. де Бройль (L. de Broglie) высказал гипотезу о том, что корпускулярно-волновой дуализм присущ всем без исключения видам материи — электронам,